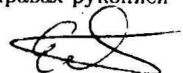


0-790932

На правах рукописи



ПЬЯНЗИНА Елена Сергеевна

**МИКРОСТРУКТУРА И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА
БИДИСПЕРСНЫХ ФЕРРОЖИДКОСТЕЙ С ЦЕПОЧЕЧНЫМИ
АГРЕГАТАМИ**

01.04.11 - Физика магнитных явлений

Автореферат
диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Екатеринбург - 2011

Работа выполнена на кафедре математической физики ФГАОУ ВПО "Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н.Ельцина"

Научный руководитель: кандидат физико-математических наук,
доцент С. С. Канторович

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук,
профессор Ю. Л. Райхер

кандидат физико-математических наук,
старший научный сотрудник
В. Е. Иванов

Ведущая организация: Объединенный институт ядерных
исследований (ОИЯИ) г. Дубна.

Защита состоится "15" декабря 2011 года в 14:30 часов на заседании диссертационного совета Д 212.286.01 по защите докторских и кандидатских диссертаций при ГОУ ВПО "Уральский государственный университет им. А.М. Горького" (УрГУ), по адресу: 620000, Екатеринбург, пр. Ленина, 51, комн. 248. 12.05.2011 УрГУ реорганизован в форме присоединения к ФГАОУ ВПО "Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина"

С диссертацией можно ознакомиться в научной библиотеке ФГАОУ ВПО "Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н.Ельцина".

Автореферат разослан "11" ноября 2011 г.

Ученый секретарь диссертационного совета,
доктор физико-математических наук,
старший научный сотрудник



НАУЧНАЯ БИБЛИОТЕКА КГУ



0000688296

Н. В. Кудреватых

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность проблемы. В природе отсутствуют вещества, сочетающие в себе свойства молекулярных жидкостей и сильные магнитные свойства. Поэтому задача синтеза подобных материалов привлекала ученых достаточно давно. Основная причина этого – возможность управлять макроскопическими свойствами таких веществ, не изменяя их жидкого агрегатного состояния. И лишь в середине 60-х годов XX века, в результате многолетних исследований, данная задача была решена, и были синтезированы так называемые феррожидкости (“магнитные жидкости”, “магнитные коллоиды”, “ферроколлоиды”). Данные системы представляют собой устойчивые коллоидные взвеси частиц (характерный диаметр порядка 10 нм) ферро- и ферромагнитных материалов в жидких средах.

Способность феррожидкостей сильно взаимодействовать с внешним магнитным полем в сочетании с высокой текучестью является их главной особенностью и обуславливает широкое применение в различных областях. В приборо- и машиностроении – это магнитожидкостные уплотнители, жидкие подшипники и магнитные смазочные материалы, амортизаторы и демпферы и многое другое. В медицине, на основе магнитных жидкостей, разрабатываются новые методы диагностики и лечения, особенно для раковых заболеваний, а также новые методики направленного транспорта лекарств. Количество областей, в которых применяются магнитные жидкости, постоянно увеличивается. В настоящее время различные феррожидкости синтезируются, используются и активно изучаются в России, Германии, Японии, Франции, Великобритании, США и других странах.

Взаимодействие магнитных моментов феррочастиц друг с другом имеет нецентральный дальнедействующий характер, а во внешнем магнитном поле возникает дополнительное взаимодействие магнитных моментов частиц с ним. Эти взаимодействия являются причиной того, что феррожидкости обладают рядом уникальных свойств, к числу которых можно отнести рекордно высокие для парамагнитных систем значения магнитных характеристик; зависимость эффективных оптических, реологических и других свойств от напряженности внешнего магнитного поля; явление фазового расслоения, индуцированного магнитным полем в изотермо-изобарических условиях.

Магнитное диполь-дипольное взаимодействие является причиной образования различных агрегатов в феррожидкостях. В частности, оно приводит к появлению особого типа агрегатов – цепочечных агрегатов, которые не типичны для обычных коллоидов. Многочисленные экспериментальные исследования показывают, что данные структуры (цепочки из феррочастиц) сильно влияют на магнитные, оптические, реологические, диффузионные и дру-

гие свойства магнитных жидкостей. Цепочечные агрегаты также регулярно наблюдаются и в компьютерных экспериментах. Теоретическому изучению проблемы агрегирования феррожидкостей посвящена обширная отечественная и зарубежная научная литература. Но не только наличие цепочек, но и их характеристики (длина, концентрация, структура) существенно влияют на свойства феррожидкости.

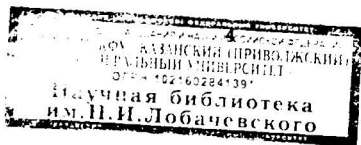
Другими словами, достоверная картина микроструктуры феррожидкости – это необходимое условие для ее практического применения. Однако без учета феррочастиц различных размеров, а также без учета влияния внешнего магнитного поля (вместе или по-отдельности), описание процессов агрегатообразования в феррожидкости не может носить предсказательный характер. Поэтому изучение влияния фракционного состава и внешнего магнитного поля на процесс образования цепочечных агрегатов в магнитной жидкости представляется одной из первостепенных задач физики феррожидкостей.

Основной целью работы является развитие теоретической модели, описывающей агрегирование магнитных дисперсных частиц различных размеров в цепочки под влиянием внешнего магнитного поля произвольной напряженности, изучение структуры цепочечных агрегатов и оценка влияния таких агрегатов на макроскопические свойства феррожидкостей.

Научная новизна диссертации заключается в следующем:

- построена теоретическая модель, описывающая образование цепочек в бидисперсной феррожидкости под влиянием внешнего магнитного поля произвольной напряженности; показано, что фракционный состав и внешнее магнитное поле изменяют средние характеристики цепочек; доказано, что внешнее магнитное поле способно вызывать качественное изменение микроструктуры – смену преобладающего класса цепочек;
- на базе разработанной теоретической модели изучены магнитные свойства феррожидкостей; для корректного описания начальной восприимчивости и намагнитченности необходимо учитывать цепочки различных топологий, состоящие из крупных и мелких частиц одновременно;
- получен структурный фактор феррожидкости с цепочками для моно- и бидисперсного случаев в отсутствие внешнего магнитного поля; выявлена зависимость малоуглового нейтронного рассеяния от фракционного состава магнитной жидкости; впервые показано, что для интерпретации поведения структурного фактора и восстановления по нему микроструктуры необходим комплексный подход.

Достоверность полученных результатов. Полученные в диссертационной работе результаты являются достоверными, что подтверждается, с одной сто-



роны, согласием теоретических данных с результатами компьютерных экспериментов. А с другой стороны, связано с использованием проверенных теоретических подходов и физической обусловленностью полагаемых приближений, а также строгостью математических вычислений и согласованностью их результатов.

Практическая значимость исследований. Полученные в диссертации сведения о структуре и свойствах цепочечных агрегатов в бидисперсной феррожидкости под влиянием внешнего магнитного поля произвольной напряженности важны для получения феррожидкостей с заданными свойствами. Разработанный комплексный подход для определения точной взаимосвязи между структурным фактором феррожидкости и ее микроструктурой полезен при интерпретации результатов экспериментов по малоугловому рассеянию нейтронов. Полученные результаты также важны для прогнозирования различных эффектов в реальных полидисперсных феррожидкостях.

Личный вклад. Все представленные в диссертационной работе результаты получены при личном участии автора. Им построены все теоретические модели, проведены различные проверки, проанализированы первичные результаты. Автор лично участвовал в постановке промежуточных задач, обсуждении необходимых компьютерных экспериментов и конечных результатов исследования. В коллективных публикациях автор диссертации лично принимал участие в написании текстов.

Апробация работы. Основные результаты диссертации докладывались и обсуждались на представительных научных форумах: 14-ая, 15-ая, 16-ая Зимние школы по механике сплошных сред (Пермь, 2005, 2007, 2009), Московский международный симпозиум по магнетизму (Москва, МГУ, 2005, 2008), 3-ая и 4-ая Международные конференции “Физика жидкого состояния: современные проблемы” (Киев, Украина, 2005, 2008), Евромех colloquium 470 “Последние достижения в исследовании феррожидкостей” (Германия, Дрезден, 2006), 12-ая и 14-ая Международные конференции по магнитным жидкостям (Плес, 2006, 2010), 11-ая и 12-ая Международные конференции по магнитным жидкостям (Кошице, Словакия, 2007, Сендай, Япония, 2010), 1-ая и 2-ая Всероссийские научные конференции “Физико-химические и прикладные проблемы магнитных дисперсных наносистем” (Ставрополь, 2007, 2009), Весеннее собрание Немецкого Физического Общества (Дрезден, Германия, 2009), Всероссийская научная школа для молодежи “Современная нейтронография: междисциплинарные исследования наносистем и материалов” (Дубна, 2009), на научных семинарах Уральского и Пермского государственных университетов и ИМСС УрО РАН.

Публикации. По теме диссертации опубликовано 28 научных работ, из них

7 статей в реферируемых научных журналах, 4 статьи в сборниках научных трудов конференций, 17 тезисов докладов. Список публикаций приведен в конце автореферата.

Структура и объем работы. Диссертация состоит из введения, пяти глав основного содержания, заключения, списка цитируемой литературы и четырех приложений. Общий объем диссертации составляет 186 страниц машинописного текста, она содержит 36 рисунков, 4 таблицы и 135 ссылок на литературные источники.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении кратко обоснована актуальность работы, сформулированы ее цели, указаны научная новизна, практическое значение и апробация проведенных исследований.

Глава 1. Современное состояние исследований в области феррожидкостей: эксперименты и теории

Первая глава носит обзорный характер. В ней приведены общие данные о феррожидкостях, описаны особенности их структуры и макросвойств. Также приведен обзор имеющихся экспериментальных материалов и известных теоретических моделей.

Характерной особенностью феррожидкостей является то, что дисперсные частицы в таких системах синтезируются из ферро- или ферритмагнитных материалов (окислы железа, кобальт). Основная часть этих частиц имеет диаметр магнитного ядра не более 18 – 20 нм, поэтому можно говорить об однодоменности таких частиц [1]. Это связано с тем, что для частиц достаточно малых размеров энергетические затраты на создание междоменных стенок не могут быть скомпенсированы понижением полной магнитной энергии, связанным с разбиением магнетика на домены. Дисперсные частицы столь малых размеров вовлечены в интенсивное броуновское движение, которое препятствует седиментации. Создание защитной оболочки из молекул поверхностно-активных веществ (ПАВ) на поверхности частиц препятствует необратимой агрегации в феррожидкостях. В целом, агрегативная устойчивость определяется балансом между притягивающими и отталкивающими межчастичными взаимодействиями. При нарушении этого баланса в феррожидкости возникают различного рода структуры. Наиболее типичными для феррожидкостей представляются микроструктуры в виде цепочек из феррочастиц, магнитные моменты которых практически сонаправлены, так как именно положение магнитных моментов “голова-хвост” является энергетически наиболее выгодным. Внешнее магнитное поле естественным образом сти-

мулирует процесс образования цепочек: оно “выстраивает” магнитные моменты в одном направлении, а это, в свою очередь, облегчает соединение частиц в цепочки. Поскольку формирование цепочек приводит к сильным изменениям макросвойств магнитной жидкости (реологических, магнитных, оптических), в последние годы идет активное исследование в данной области: строятся различные теоретические модели, проводятся натурные и компьютерные эксперименты. Например, для исследования микроструктуры феррожидкости в последнее время активно применяется метод малоуглового рассеяния нейтронов, в рамках которого может быть получен структурный фактор, описывающий межчастичные корреляции. Однако не существует теоретической модели, изучающей воздействие цепочечных агрегатов на поведение данной величины.

Факторами, которые влияют на микроструктуру феррожидкости, являются фракционный состав частиц и внешнее магнитное поле. Для описания воздействия этих факторов на процесс образования цепочек в феррожидкости были разработаны теоретические модели, но, к сожалению, они учитывали эти характеристики по-отдельности. В работе [2] представлена теоретическая модель образования гибких цепочек из феррочастиц под влиянием внешнего магнитного поля произвольной напряженности. Но в этой модели все частицы были одинаковыми, то есть рассматривалась монодисперсная феррожидкость. В работе [3] была представлена теоретическая модель образования цепочек в бидисперсной феррожидкости, однако, в ней рассматривались лишь случаи нулевого и бесконечно сильного магнитных полей.

Основной вывод, который можно сделать из проведенного анализа современного состояния в области теоретического описания микроструктуры феррожидкостей, следующий: “Существует пробел в описании процесса формирования цепочечных агрегатов в феррожидкости под влиянием внешнего магнитного поля произвольной напряженности с учетом их (феррожидкостей) неотъемлемого свойства – полидисперсности, а также отсутствует теоретический подход для описания структурного фактора феррожидкости с цепочечными агрегатами”.

Глава 2. Функционал свободной энергии бидисперсной феррожидкости с цепочечными агрегатами

Во второй главе построен функционал плотности свободной энергии бидисперсной феррожидкости с цепочечными агрегатами под влиянием внешнего магнитного поля произвольной напряженности; вычислена статистическая сумма цепочки, состоящей из мелких и крупных частиц, следующих в произвольном порядке.

Модельная бидисперсная феррожидкость состоит из магнитных частиц, разделенных на две фракции. Частицы, имеющие меньший диаметр – мелкие (все величины, связанные ними, имеют индекс s), частицы второй фракции – крупные (индекс l). Каждая частица обладает собственным магнитным моментом и покрыта немагнитным слоем толщины δ . Таким образом, исследуемая система представляет собой взвесь однородно намагниченных шаров двух различных размеров, взаимодействующих друг с другом. Через $h(i, m, n, H)$ обозначим концентрацию одинаковых цепочек топологии i , состоящих из m мелких и n крупных частиц (H – величина внешнего магнитного поля). Исходная концентрация магнитных частиц небольшая, поэтому среднее расстояние между цепочками достаточно велико, что позволяет пренебречь взаимодействием между ними, а внутри цепочки учитывается только взаимодействие между соседними частицами, а также взаимодействие всех частиц с внешним полем.

Основной сложностью при построении функционала было вычисление статистической суммы (конфигурационного интеграла) цепочки. Он представляет собой многомерный интеграл по всем трансляционным и ориентационным степеням свободы всех частиц в цепочке и включает в себя все флуктуации формы цепочки и флуктуации ориентаций магнитных моментов частиц. С использованием различных математических приемов были получены выражения для конфигурационного интеграла цепочки. Кроме того, были получены точные выражения для конфигурационных интегралов различных дублетов, а также коэффициенты корреляции магнитных моментов двух частиц (подробные вычисления указанных величин приведены в приложениях диссертации).

В случае бесконечно слабого внешнего магнитного поля конфигурационный интеграл цепочки выглядит следующим образом:

$$Q(i, m, n, H) = q_0^{a_i}(ss)q_0^{b_i}(sl)q_0^{c_i}(ll) \times \left\{ 1 + \frac{1}{6} \left[(m\alpha_s^2 + n\alpha_l^2) + 2 \sum_{k < j=1}^{m+n} \alpha_k \alpha_j \prod_{s=k+1}^j R(s-1s) \right] \right\}.$$

Переменные a_i, b_i, c_i описывают число связей типа мелкая-мелкая, мелкая-крупная, крупная-крупная частицы соответственно и зависят от структуры цепочки, q_0 – конфигурационный интеграл дублета частиц в отсутствии внешнего магнитного поля, $\alpha_i = \mu_0 m_i H / kT$ – параметр Ланжевена (отношение энергии взаимодействия магнитного момента частицы с полем к тепловой энергии), μ_0 – магнитная проницаемость вакуума.

Для случая внешнего магнитного поля произвольной напряженности вид

конфигурационного интеграла будет следующим:

$$Q(i, m, n, H) = q_{\infty}^{a_i}(ss) q_{\infty}^{b_i}(sl) q_{\infty}^{c_i}(ll) \left(\frac{\alpha_s}{\text{sh } \alpha_s} \right)^m \left(\frac{\alpha_l}{\text{sh } \alpha_l} \right)^n D(i, p, H) \prod_{j=1}^{m+n-1} C(i, j, H), \quad (1)$$

$$D(i, p, H) = \frac{\text{sh}(\alpha_p + a_{p-1p} \alpha_{p-1} B_{p-1})}{\alpha_p + a_{p-1p} \alpha_{p-1} B_{p-1}}, \quad C(i, j, H) = \frac{\text{sh } A_j}{A_j} \exp[-a_{jj+1}(1 + \alpha_j B_j)]$$

$$A_j = \alpha_j f_j + a_{jj+1}, \quad B_j = f_j \frac{L(A_j)}{A_j}; \quad f_1 = 1, \quad f_{j+1} = 1 + a_{jj+1} s_j B_j, \quad s_j = \frac{d_j^3}{d_{j+1}^3}.$$

Здесь q_{∞} – конфигурационный интеграл дублета частиц в бесконечно сильном магнитном поле, $L(\cdot) = \text{cth}(\cdot) - 1/(\cdot)$ – функция Ланжевена, $p = m + n$ – общее число частиц в цепочке, d – это диаметр магнитного ядра частицы.

После вычисления конфигурационных интегралов, можно записать функционал плотности свободной энергии:

$$F = kT \sum_{m+n \geq 1}^{\infty} \sum_{i=1}^{I(m,n)} K(i, m, n) h(i, m, n, H) \times \times \left[\ln \frac{h(i, m, n, H) v(i, m, n)}{e} - \ln Q(i, m, n, H) \right], \quad (2)$$

где m и n обозначают число мелких и крупных частиц в цепочке соответственно, H – внешнее магнитное поле, $v(i, m, n)$ – нормирующий объем, зависящий от топологии цепочки. Топологический индекс i изменяется от 1 до $I(m, n)$ – числа различных цепочек, состоящих из m мелких и n крупных частиц, а множитель $K(i, m, n)$ играет роль энтропийного фактора.

Поиск распределения цепочек по конфигурациям и размерам проводится путем минимизации функционала плотности свободной энергии системы при двух естественных балансовых ограничениях на количество частиц в системе:

$$\frac{\varphi_s}{v_s} = \sum_{m+n \geq 1}^{\infty} \sum_{i=1}^{I(m,n)} K(i, m, n) h(i, m, n, H) m, \quad (3)$$

$$\frac{\varphi_l}{v_l} = \sum_{m+n \geq 1}^{\infty} \sum_{i=1}^{I(m,n)} K(i, m, n) h(i, m, n, H) n, \quad (4)$$

где $\varphi_{s(l)}$ – объемная концентрация мелких (крупных) частиц, $v_{s(l)}$ – объемы частиц, общая объемная концентрация дисперсных частиц φ равна $\varphi_s + \varphi_l$.

Глава 3. Микроструктура бидисперсной феррожидкости

Данная глава содержит результаты применения построенной теоретической модели к анализу микроструктуры феррожидкости и направлена на изучение структуры и средних характеристик цепочечных агрегатов.

Для минимизации функционала (2) при балансовых ограничениях (3)–(4) использовался метод неопределенных множителей Лагранжа. В результате было получено следующее выражение для равновесной концентрации цепочек i -ой топологии, состоящих из m мелких и n крупных частиц:

$$h(i, m, n, H) = p_s^m(H) p_l^n(H) Q(i, m, n, H) / v(i, m, n), \quad (5)$$

где $p_s(l)(H) = \exp(\gamma_s(l))$, а $\gamma_s(l)$ – неопределенные множители Лагранжа.

Для анализа микроструктуры феррожидкости необходимо перейти от реального непрерывного распределения частиц по размерам $f(d)$ к модельному бидисперсному распределению. Для этого разумно в качестве диаметра магнитного ядра мелкой частицы выбрать среднее значение диаметра непрерывного распределения, а диаметр магнитного ядра крупной частицы и молярные доли фракций определить из условий совпадения для исходной и бидисперсной систем важнейших экспериментально наблюдаемых характеристик феррожидкости (намагниченности насыщения и начальной магнитной восприимчивости). В Таб. 1 для примера приведены параметры двух бидисперсных систем: образец О1 представляет собой модельную бидисперсную феррожидкость, исследуемую в компьютерных экспериментах, О2 – магнитная жидкость на основе керосина, дисперсные частицы – магнетитовые.

Образец	d_s	d_l	ν_s	ν_l	φ_m	λ_{ss}	λ_{sl}	λ_{ll}	Источник
О1	10	16	–	–	0.07	1.3	2.42	5.32	[4]
О2	7.8	16.5	0.94	0.06	0.05	0.18	0.7	3.29	[5]

Таблица 1: Параметры различных бидисперсных систем.

Для всех бидисперсных систем, полученных на основе реальных феррожидкостей, было замечено, что диаметр магнитного ядра мелкой частицы лежит в пределах 6 – 9 нм, а диаметр магнитного ядра крупной частицы может изменяться от 12 до 20 нм, их молярные доли равны 92 – 98% и 2 – 8% соответственно. Таким образом, основная масса дисперсных частиц модельной бидисперсной феррожидкости состоит из частиц с очень слабым магнитным диполь-дипольным взаимодействием, которого недостаточно для образования устойчивой связи между двумя такими частицами ($\lambda_{ss} \sim 0.1 - 0.3$).

Основными топологическими классами агрегатов в бидисперсной феррожидкости будут одиночные мелкие частицы (0-ой класс), цепочки только из

крупных частиц (класс I), цепочки, состоящие из крупных частиц с одной мелкой частицей на краю (класс II), цепочки, состоящие из крупных частиц с одной мелкой частицей на обоих краях (класс III). При необходимости, можно рассматривать и другие классы цепочек, например, при изучении тонких пленок магнитных жидкостей, где изменение энтропии приводит к возникновению цепочек весьма разнообразной топологии (см. [6]).

Для того, чтобы определить наиболее вероятный класс цепочек, рассмотрим фазовую диаграмму цепочечных агрегатов в плоскости эффективных энергий связей типа мелкая-крупная и крупная-крупная (Рис. 1а – система O1 ($\varphi_s = 0.05$, $\varphi_l = 0.02$), Рис. 1б – система O2 (см. Таб. 1)).

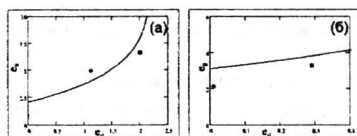


Рис. 1: Фазовые диаграммы структуры цепочек в пространстве эффективных энергий e_{sl} , e_{ll} . (а) – система O1 ($\varphi_s = 0.05$, $\varphi_l = 0.02$), (б) – система O2 (см. Таб. 1). Сплошные линии – фазовые границы, ромбы – эффективные энергии в отсутствии магнитного поля, квадраты – эффективные энергии для случая бесконечно сильного магнитного поля.

Для случая (а) видно, что в системе происходит структурный переход в магнитном поле: в отсутствие внешнего поля преобладают цепочки из крупных частиц, а в случае бесконечно сильного поля преобладают цепочки из третьего класса. Концентрация крупных частиц составляет около 30% от общей концентрации частиц, поэтому они часто встречаются друг с другом и образуют устойчивые цепочки. С увеличением внешнего магнитного поля эффективная энергия связи между мелкой и крупной частицами растет, на края цепочек из крупных частиц начинают “налипать” мелкие. Поэтому цепочек, содержащих мелкие частицы на краях, становится все больше, и происходит структурный переход. В случае (б) преобладающим классом является класс III (с мелкой частицей на обоих краях), а проведенный расширенный анализ показал, что для всех бидисперсных систем, построенных на основе непрерывных распределений ядер магнитных частиц по размерам, преобладание этого класса цепочек сохраняется. Весь дальнейший анализ микроструктуры и макросвойств будет проводиться для системы O1, в которой будет варьироваться фракционный состав.

Проведенное исследование средних характеристик цепочек выявило заметное количественное расхождение теоретических предсказаний и результатов компьютерных экспериментов, однако, их качественное поведение полностью совпадает. Например, на Рис. 2 изображена средняя длина цепочек как функ-

ция внешнего магнитного поля для различных фракционных составов. В отсутствие мелких частиц или малого их количества (см. Рис. 2а,б) с ростом

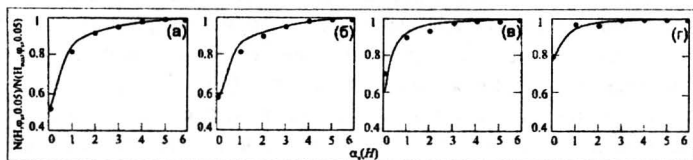


Рис. 2: Относительное увеличение длины цепочек $N(H, \varphi_s, 0.05)/N(H_{max}, \varphi_s, 0.05)$ как функция внешнего магнитного поля для четырех различных концентраций мелких частиц φ_s : (а) 0, (б) 0.01, (в) 0.03, (г) 0.05. Сплошные линии – результаты теоретической модели, точки – данные компьютерных экспериментов. Концентрация крупных частиц постоянна: $\varphi_l = 0.05$.

напряженности внешнего магнитного поля наблюдается заметное увеличение средней длины цепочки (начальное значение составляет около половины от значения при “бесконечно” сильном поле). Однако с увеличением концентрации мелких частиц эта тенденция уменьшается, и внешнее магнитное поле перестает способствовать заметному росту цепочек. При равном соотношении мелких и крупных частиц (см. Рис. 2г) исходная средняя длина цепочек (при нулевом поле) уже составляет 80% процентов от максимальной. Это соответствует “эффекту отравления”, представленному в работе [7].

При введении единого определения цепочки в теорию и компьютерный эксперимент изначальное количественное расхождение в данных полностью исчезает. Например, на Рис. 3 изображено среднее число мелких частиц в цепочке как функция концентрации мелких частиц в отсутствии внешнего магнитного поля. С ростом концентрации эта величина увеличивается в 1.3 раза. Данные компьютерных экспериментов (точки) и предсказания теоретической модели (сплошная линия) полностью совпадают. Видно, что при большом количестве мелких частиц они активно начинают участвовать в образовании цепочек, и пренебрегать связью мелкая-крупная частицы нельзя.

Введение единого критерия цепочки в компьютерные эксперименты и теоретическую модель позволяет достичь не только прекрасного качественного, но и отличного количественного согласия данных для различных средних характеристик цепочек. Необходимо также отметить, что выбор критерия того, что считать цепочкой, должен основываться на том явлении, которое необходимо описать.

В итоге, проведенный анализ микроструктуры бидисперсной феррожидкости показал, что внешнее магнитное поле может вызывать не только количественные изменения различных характеристик цепочек, но и качественное изменение самой микроструктуры (смену преобладающего класса цепочек),

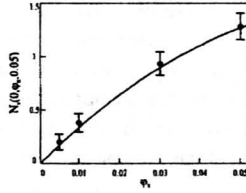


Рис. 3: Среднее число мелких частиц в цепочке $N_s(H, \varphi_s, 0.05)$ как функция концентрации мелких частиц φ_s в отсутствие внешнего магнитного поля. Сплошная линия – теоретические предсказания, точки – данные компьютерных экспериментов. Рамки экспериментальной погрешности задаются вертикальными отрезками. Концентрация крупных частиц постоянна: $\varphi_l = 0.05$.

причем, все изменения микроструктуры феррожидкости очень сильно зависят от ее фракционного состава.

Глава 4. Магнитные свойства феррожидкостей

В данной главе рассматриваются магнитные свойства бидисперсной феррожидкости с цепочками: статическая магнитная начальная восприимчивость и намагниченность.

При наличии внешнего магнитного поля, независимо от того в кластере частица или нет, она ощущает влияние не самого поля, а некоторого эффективного поля H_e , которое складывается из внешнего поля и поля, вызванного магнитными диполями остальных частиц. В данной работе для вычисления H_e использовалась модифицированная теория среднего поля (см. [8]).

Намагниченностью системы при некотором значении внешнего магнитного поля называется суммарный магнитный момент системы. Величина намагниченности выражается через свободную энергию следующим образом:

$$M(H) = -\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial F(H_e)}{\partial H_e}.$$

Здесь μ_0 – магнитная проницаемость вакуума. Используя выражение (1) для конфигурационных интегралов и выражение (2) для свободной энергии, можно записать окончательное выражение для намагниченности системы:

$$M(H) = \frac{m_s \varphi_s}{v_s} L(\alpha_s) + \frac{m_l \varphi_l}{v_l} L(\alpha_l) + \frac{kT}{\mu_0} \sum_{m+n>1}^{\infty} \sum_{i=1}^{I(m,n)} K(i, m, n) \frac{p_s^m(H_e) p_l^n(H_e)}{v(i, m, n)} \frac{\partial Q(i, m, n, H_e)}{\partial H_e},$$

где $\alpha_{s(l)}$ – параметр Ланжевена для мелкой (крупной) частицы. На Рис. 4а изображено сравнение теоретических зависимостей для относительной намагниченности с результатами компьютерных экспериментов. Видно, что данные

находятся в прекрасном качественном и, что важно, хорошем количественном согласии. Поведение намагниченности системы сильно зависит от фракционного состава: с увеличением числа крупных частиц намагниченность феррожидкости намного быстрее выходит на насыщение, а для достижения его в системе с большим количеством мелких частиц нужно достаточно большое по величине внешнее магнитное поле, чтобы все они “выстроились” вдоль него.

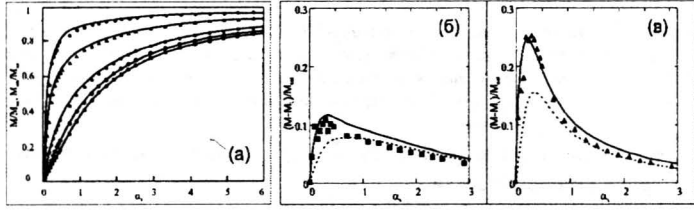


Рис. 4: (а) Относительная намагниченность (M/M_{sat}) , как функция напряженности внешнего магнитного поля. Сплошные линии – теоретические предсказания, символы – данные компьютерных экспериментов (M_{sim}) . Открытые квадраты соответствуют $\phi_l = 0$, окружности – $\phi_l = 0.007$, сплошные квадраты – $\phi_l = 0.02$, треугольники – $\phi_l = 0.05$, точки – $\phi_l = 0.07$. (б)-(в) Относительное отклонение намагниченности от намагниченности Ланжевена $((M - M_L)/M_{sat})$ как функция внешнего магнитного поля. Символы – данные компьютерных экспериментов, сплошные линии – результаты построенной цепочечной модели, пунктирные линии – предсказания МТСП2. (б) $\phi_l = 0.02$, (в) $\phi_l = 0.05$. Общая объемная доля дисперсных частиц $\phi = 0.07$.

Вклад от межчастичных корреляций в намагниченность изображен на Рис. 4б,в ($\phi_l = 0.02, 0.05$). Использовались два теоретических подхода: модифицированная теория среднего поля второго порядка (МТСП2) [9] и разработанная бидисперсная цепочечная модель. Видно, что в слабых полях рост намагниченности нельзя объяснить просто коллективными эффектами (МТСП2, пунктирные линии), в системе образуются новые структурные единицы – цепочки (цепочечная модель, сплошные линии). Область слабых магнитных полей очень важна, потому что для их создания не требуется сложного и громоздкого оборудования, а отклик феррожидкости на такие поля получается сильным. Простота и легкость управляющих магнитов важна во всех областях применения магнитных жидкостей: от техники до медицины.

Для исследования отклика системы на слабое поле можно использовать статическую начальную восприимчивость системы. В рамках построенной в данной работе цепочечной модели она задается следующим выражением:

$$\chi = (1 + \chi_L^{bi}/3) \left(\chi_L^{bi} + \frac{8\pi}{\pi q_0(l)} \left[\lambda_{ll} \frac{p_l^2 R_l}{(1 - p_l)^2 (1 - p_l R_l)} (1 + p_s + p_s^2) + \lambda_{sl} \frac{v_{sl}}{v_l} \frac{p_l R_s}{(1 - p_l)(1 - p_l R_l)} (p_s + p_s^2) + \lambda_{ss} \frac{v_s}{v_l} \frac{p_l R_s^2}{(1 - p_l R_l)} p_s^2 \right] \right),$$

где χ_L^{bi} – начальная восприимчивость Ланжевена идеального парамагнитного газа из мелких и крупных частиц. На Рис. 5 изображена начальная восприимчивость χ как функция концентрации крупных частиц ($\varphi = 0.07$).

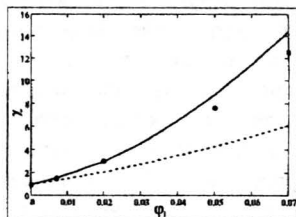


Рис. 5: Начальная восприимчивость χ как функция объемной доли крупных частиц φ_l . Сплошная линия – предсказания построенной цепочечной модели, пунктирная линия – результаты МТСП2, символы – данные компьютерных экспериментов. Общая объемная доля всех частиц $\varphi = 0.07$.

Данный рисунок является еще одним подтверждением того, что в системе образуются новые структурные единицы – цепочки, и корректно описать свойства бидисперсной феррожидкости без их учета нельзя. Для системы $\varphi_s = 0.063$ и $\varphi_l = 0.007$, соответствующей характерным бидисперсным системам, полученным на основе реальных полидисперсных феррожидкостей (см. Таб. 1), предсказание цепочечной модели и результат компьютерного эксперимента полностью совпадают. Таким образом, построенная в диссертационной работе теоретическая модель применима к реальным феррожидкостям, и ее результаты будут точнее описывать различные свойства таких систем. Некоторое завышение начальной восприимчивости с увеличением объемной доли крупных частиц φ_l возможно связано с тем, что при высоких концентрациях частиц и наличии достаточно крупных агрегатов на их свойства и размеры будут оказывать влияние межагрегатные корреляции, которые напрямую не учитываются в разработанной теоретической модели.

Полученные теоретические результаты очень хорошо согласуются с данными компьютерных экспериментов: получено прекрасное качественное и хорошее количественное совпадение данных. Фракционный состав сильно влияет на структуру цепочек во внешнем магнитном поле, что, в свою очередь, сильно влияет на магнитные свойства феррожидкости. Так, добавление мелких частиц приводит к уменьшению средней длины цепочек и, как следствие, ведет к уменьшению начальной восприимчивости.

Глава 5. Структурный фактор феррожидкостей

В данной главе рассматривается структурный фактор для моно- и бидисперсной феррожидкости с цепочечными агрегатами в отсутствии внешнего

магнитного поля.

Для исследования микроструктуры феррожидкостей широко используется метод малоуглового рассеяния нейтронов (см., например, [10],[11]). Из таких экспериментов можно получить так называемый структурный фактор $S(q) = I(q)/I_0(q)$, где $I(q)$ – интенсивность рассеяния на образце, а $I_0(q)$ – интенсивность рассеяния на “идеальном” образце, в котором отсутствуют межчастичные корреляции, q – волновой вектор. Эти эксперименты дают некоторое представление о микроструктуре магнитной жидкости, но не позволяют изучить ее в деталях. Это связано с тем, что построение радиальной функции распределения $g(r)$ (из которой можно получить точную информацию о микроструктуре), используя обратное преобразование Фурье от дискретных экспериментальных данных (см. [12],[13]), является сложной и некорректной математической задачей. Задача же нахождения структурного фактора через $g(r)$ хоть и является сложной, но разрешима.

В случае, когда внешнее магнитное поле отсутствует, микроструктура феррожидкости инвариантна относительно вращений, поэтому можно записать следующее выражение для структурного фактора ($q = |q|$):

$$S(q) = 1 + 4\pi\rho \int_0^{\infty} r^2 \frac{\sin(qr)}{qr} [g(r) - 1] dr.$$

Для построения $g(r)$ феррожидкости с цепочечными агрегатами будет использоваться равновесное распределение цепочек по размерам и конфигурациям. Исходя из этого, можно посчитать количество частиц, расположенных на определенных расстояниях от случайно выбранной феррочастицы, учитывая, что цепочки являются идеальным газом.

Начнем с монодисперсного случая и рассмотрим среднее расстояние между соседними частицами в цепочке. Для его вычисления используется следующее выражение: $\bar{\sigma}(\lambda) = \langle r \rangle$. Угловые скобки означают каноническое нормированное усреднение относительно полярных и азимутальных вращений и ориентации магнитного момента второй частицы, относительно магнитного момента первой частицы, зафиксированной в фазовом пространстве. В любой цепочке существуют различные расстояния, пропорциональные $\bar{\sigma}$: в цепочке из четырех частиц присутствует три расстояния $\bar{\sigma}$, два расстояния $2\bar{\sigma}$, и одно расстояние $3\bar{\sigma}$ (см. Рис. 6). Из-за теплового движения возможны небольшие флуктуации среднего расстояния $\bar{\sigma}$, поэтому количество пар частиц, находящихся на расстоянии $n\bar{\sigma}$ ($n \in N$), относится к некоторому интервалу размером 2δ . Например, вклад от дублетов из феррочастиц в радиальную функцию распределения приходится на весь интервал $r \in (\bar{\sigma} - \delta, \bar{\sigma} + \delta)$. Для цепочки произвольной длины также можно вычислить расстояния, которые

в ней содержатся, а для каждого расстояния можно вычислить количество пар частиц, находящихся на указанном расстоянии во всех цепочках. Проведя определенные усреднения (см. [14]), можно получить радиальную функцию распределения для монодисперсной феррожидкости с цепочками.

Расстояние	RDF	
$\bar{\sigma}$	3	
$2\bar{\sigma}$	2	
$3\bar{\sigma}$	1	

Рис. 6: Построение радиальной функции распределения.

Окончательное выражения для структурного фактора монодисперсной феррожидкости с цепочечными агрегатами выглядит следующим образом:

$$S_{mono}(k) = 1 + \frac{24\varphi W}{k} \frac{k \cos(k) - \sin(k)}{k^2} - \frac{2}{k} \text{Im} [\ln(1 - \exp(ki)p)].$$

Здесь i – мнимая единица, $k = q\bar{\sigma}$, $W = (\bar{\sigma}/\sigma)^3$, σ – диаметр частицы.

На Рис. 7 представлено сравнение теоретически рассчитанного структурного фактора с данными компьютерных экспериментов. Видно, что высота пика увеличивается с ростом λ и φ . Это можно трактовать как признак того, что число контактных пар увеличивается, что ведет к большей заагрегированности системы. Однако точно такое же поведение структурного фактора будет наблюдаться для любой простой жидкости в силу увеличения короткодействующих корреляций. Положение первого максимума $S(k)$ практически не меняется. Это означает, что локальная плотность вокруг случайно выбранной частицы определяется ее ближайшими соседями в цепочке. Все это говорит о том, что изучение только первого максимума структурного фактора не может однозначно определить топологию агрегатов в феррожидкости.

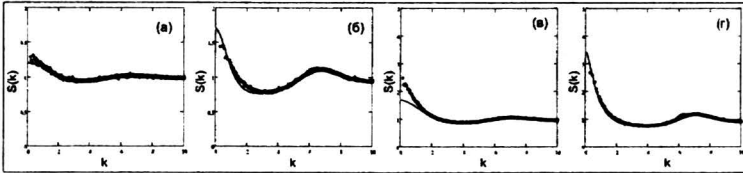


Рис. 7: Структурный фактор $S(k)$ как функция $k = q\sigma$. (а) $\lambda = 3$, $\varphi = 0.01$, (б) $\lambda = 3$, $\varphi = 0.07$, (в) $\lambda = 4$, $\varphi = 0.01$, (г) $\lambda = 4$, $\varphi = 0.07$. Точки – данные компьютерных экспериментов, сплошные линии – предсказания разработанной теоретической модели.

Для того чтобы определить топологию микроструктурных образований, можно использовать область малых волновых векторов k . В этой области

$S(k) \sim k^{-D}$, а степенной показатель D является фрактальной размерностью кластеров внутри образца [15, 16]. Значения D , близкие к единице, означают, что в системе образуются линейные одномерные цепочки. Проведенное исследование показало, что D близок к единице только для $\lambda \geq 4$, а для остальных образцов он отклоняется от 1 достаточно сильно. Тем не менее, формирование цепочек наблюдается во всех образцах. Отметим тот факт, что величина D приближается к единице, если в системе существует самоподобие на больших масштабах: в феррожидкости существуют достаточно длинные цепочки. Все вышесказанное говорит о необходимости аккуратного и внимательного анализа данных, и комплексного подхода к изучению взаимосвязи структурного фактора и микроструктуры феррожидкости.

В отличие от монодисперсного случая, построение радиальной функции распределения для бидисперсной феррожидкости становится более сложной задачей, но все еще решаемой. В системе появляется несколько характерных расстояний, соответствующих различным дублетам из мелких и крупных частиц. Повторяя алгоритм для монодисперсного случая, можно построить $g(r)$, по которой можно вычислить структурный фактор. Получившиеся формулы несколько громоздки, поэтому здесь не приводятся. Детали вычислений можно найти в работе [5] из списка публикаций автора диссертации.

На Рис. 8 изображен структурный фактор для четырех различных бидисперсных феррожидкостей как функция $k = q\sigma_l$. Видно хорошее согласие результатов компьютерных экспериментов и предсказаний теоретической модели, а также качественное изменение поведения структурного фактора.

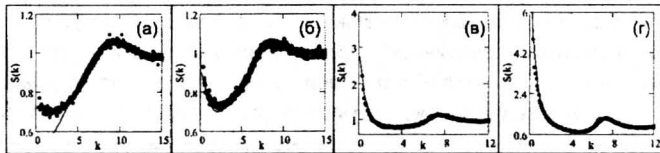


Рис. 8: Структурный фактор $S(k)$ как функция $k = q\sigma_l$ для различных концентрация мелких частиц φ_s . (а) $\varphi_s = 0.063$; (б) $\varphi_s = 0.05$; (в) $\varphi_s = 0.02$; (г) $\varphi_s = 0$. Точки – данные компьютерных экспериментов, сплошные линии – результаты теоретической модели. φ постоянна и равна 0.07.

От Рис. 8а к Рис. 8г первый максимум структурного фактора сдвигается в область меньших значений k . Значит, с ростом концентрации крупных частиц более вероятно найти две частицы на больших расстояниях. Происходит изменение характерного расстояния, на котором встречаются пары частиц, и межчастичное расстояние в системе возрастает вплоть до σ_l . Это можно трактовать как смену доминирующего класса. Сначала преобладают одиночные мелкие частицы, затем короткие цепочки третьего класса (с двумя мелкими

частицами по краям), а затем цепочки только из крупных частиц. С ростом концентрации крупных частиц растет и высота пика структурного фактора. Изучение области малых k показало, что D близок к единице только в отсутствии мелких частиц. Однако подобно монодисперсному случаю, образование цепочек наблюдается для каждой бидисперсной системы.

Для изучения корреляций между частицами из различных фракций введем структурный фактор “идеальной” бинарной смеси:

$$S_{id}(k) = \frac{S_s(k)\varphi_s + S_l(k)\varphi_l}{\varphi}.$$

На Рис. 9 изображен теоретически рассчитанный структурный фактор для мелких частиц, крупных частиц и идеальной смеси в сравнении со структурным фактором реальной бидисперсной феррожидкости.

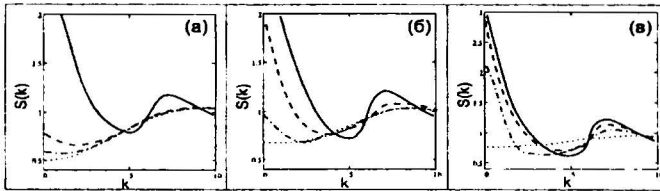


Рис. 9: Структурный фактор как функция $k = q\sigma_l$ для различных концентраций мелких частиц φ_s . Штрих-пунктирная линия – структурный фактор для бидисперсной системы, сплошная линия соответствует $S_l(k)$, пунктирная линия – $S_s(k)$, штриховая линия – $S_{id}(q)$. (а) $\varphi_s = 0.063$, (б) $\varphi_s = 0.05$, (в) $\varphi_s = 0.02$. Общая концентрация частиц φ постоянна и равна 0.07.

Видно, что реальный структурный фактор ближе всего к структурному фактору той фракции, которая преобладает в системе, но не совпадает с ним. Высота первого пика для реальной феррожидкости всегда ниже, чем для идеальной смеси или для крупных частиц. Это означает, что число кластеров в реальной системе меньше, чем в идеальной смеси, и они более короткие. Таким образом, присутствие мелких частиц заметно влияет на локальную плотность вокруг случайно выбранной частицы. Анализ положения первого пика показал, что характерное расстояние для реального структурного фактора отличается от такого же расстояния для “идеального” случая, причем пик $S(k)$ находится правее, чем пик $S_{id}(k)$. То есть, среднее расстояние в реальной системе меньше, чем в идеальной. А это возможно только в случае образования цепочек как из мелких, так и из крупных частиц. В области малых волновых векторов реальный структурный фактор расположен значительно ниже, чем структурный фактор для системы из крупных частиц и идеальной смеси.

Итак, проведенное исследование показало, что полидисперсность влияет на структурный фактор феррожидкости, и что точную связь между микроструктурой бидисперсной феррожидкости и ее структурным фактором достаточно сложно получить, имея только данные из опытов по рассеянию.

Основные результаты и выводы

Основной целью данной диссертационной работы было развитие теоретической модели, описывающей процесс образования цепочечных агрегатов в бидисперсной феррожидкости под влиянием внешнего магнитного поля, изучение структуры образующихся цепочечных агрегатов и оценка влияния таких агрегатов на магнитные свойства системы, а также теоретической модели, описывающей структурный фактор феррожидкости с цепочечными агрегатами в отсутствии внешнего поля.

Основные результаты данной диссертационной работы:

- построен функционал плотности свободной энергии модельной бидисперсной феррожидкости с цепочечными агрегатами и найдены общие рекуррентные формулы для конфигурационных интегралов цепочек произвольной топологии под влиянием внешнего магнитного поля произвольной напряженности;

- разработан алгоритм для вычисления структурного фактора моно- и бидисперсной феррожидкости с цепочечными агрегатами в отсутствии поля;

- получено прекрасное качественное и очень хорошее количественное согласие предсказаний разработанной теоретической модели с данными компьютерных экспериментов для макро- и микросвойств феррожидкости.

Основные выводы данной диссертационной работы:

- внешнее магнитное поле способно изменять не только количественные характеристики цепочек (например, среднюю длину), но и вызывать качественное изменение микроструктуры (смену преобладающего класса), однако, данные процессы сильно зависят от фракционного состава системы (например, при большом количестве мелких частиц даже сильное магнитное поле не может способствовать заметному росту цепочек);

- фракционный состав феррожидкости влияет на ее магнитные свойства: с ростом концентрации мелких частиц, начальный участок намагниченности “проседает”, хотя общее количество магнитного материала остается постоянным, а меняются только доли мелких и крупных частиц; начальную восприимчивость бидисперсной магнитной жидкости невозможно описать без учета перекрестных взаимодействий между частицами различных фракций;

- наличие цепочек различной топологии и фракционный состав влияют на структурный фактор феррожидкости: изменение структурного фактора

идет от структурного фактора практически изотропной системы (для системы из мелких частиц) до структурного фактора монодисперсной феррожидкости с цепочками (для системы из крупных частиц); для интерпретации поведения структурного фактора и восстановления по нему микроструктуры феррожидкости необходим комплексный подход, так как использование теории или компьютерных экспериментов по-отдельности не позволяет получить точной взаимосвязи между структурным фактором и микроструктурой феррожидкости.

Бидисперсная модель является первым, но уже достаточно работоспособным приближением для реальной феррожидкости, магнитные свойства которой являются одним из определяющих факторов для ее использования. Ни монодисперсная модель феррожидкости во внешнем поле, ни бидисперсная модель в отсутствии внешнего поля не смогут дать достоверной картины, в отличие от представленной в настоящей диссертации теоретической модели, которая является серьезным шагом вперед в области теоретического изучения процессов агрегатобразования в феррожидкости и имеет предсказательный характер.

СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ

По теме диссертации опубликовано 28 работ, в том числе 7 статей в ведущих рецензируемых научных журналах, определенных ВАК:

1. Holm C., Ivanov A., Kantorovich S., Pyanzina E. *Polydispersity influence upon magnetic properties of aggregated ferrofluids* // Z. Chem. Phys. – 2006. – Vol. 220, N 1. – P. 105–115.
2. Ivanov A. O., Kantorovich S. S., Mendelev V. S., Pyanzina E. S. *Ferrofluid aggregation in chains under the influence of a magnetic field* // J. Magn. Magn. Mater. – 2006 – Vol. 300, N 1 – P. e206–e209.
3. Holm C., Ivanov A., Kantorovich S., Pyanzina E., Reznikov E. *Equilibrium properties of a bidisperse ferrofluid with chain aggregates: theory and computer simulations* // J. Phys: Condens. Matter. – 2006. – Vol. 18. – P. S2737–S2756.
4. Ivanov A. O., Kantorovich S. S., Pyanzina E. S. *Scaling behaviour of the structure factor of chain-forming ferrofluids at low wave vectors* // Magneto-hydrodynamics. – 2008. – Vol. 44, N. 1. – P. 33–38.
5. Pyanzina E., Kantorovich S., Cerdà J. J., Ivanov A., Holm C. *How to analyse the structure factor in ferrofluids with strong magnetic interactions: a combined analytic and simulation approach* // Mol. Phys. – 2009. – Vol. 107, N. 4. – P. 571–590.

6. Пьянзина Е. С., Канторович С. С. *Микроструктура магнитных нанокolloидов: особенности кластерного анализа* // Изв. вузов. Физика. – 2010. – Т. 3/2. – С. 181–186.
7. Pyanzina E., Kantorovich S., Cerdà J. J., Holm C. *Structure factor of ferrofluids with chain aggregates: theory and computer simulations* // J. Magn. Magn. Mater. – 2011 – Vol. 323, N 10 – P. 1263–1268.

Список литературы

- [1] Вонсовский С. В. *Магнетизм*. – М. : Наука, 1971. – 1032 с.
- [2] Mendelev V. S., Ivanov A. O. *Ferrofluid aggregation in chains under the influence of a magnetic field* // Phys. Rev. E. – 2004. – Vol. 70. – P. 051502-01-051502-10.
- [3] Kantorovich S., Ivanov A. O. *Formation of chain aggregates in magnetic fluids: an influence of polydispersity* // J. Magn. Magn. Mater. – 2002. – Vol. 252. – P. 244–246.
- [4] Wang Z., Holm C. *Structure and magnetic properties of polydispersed ferrofluids: a molecular dynamics study* // Phys. Rev. E. – 2003. – Vol. 68. – P. 041401-01-041401-11.
- [5] Пшеничников А. Ф., Шурубор И. Ю. *Расслоение магнитных жидкостей: условия образования и магнитные свойства капельных агрегатов* // Изв. АН СССР, сер. физическая. – 1987. – Т. 51, вып. 6. – С. 1081–1087.
- [6] Minina E., Kantorovich S., Cerda J., Holm C. *Bidisperse monolayers: theory and computer simulations* // Physics Procedia. – 2010. – Vol. 9. – P. 87–90.
- [7] Канторович С. С. *Цепочечные агрегаты в полидисперсных магнитных жидкостях*: дис. ... канд. физ.-мат. наук. – Екатеринбург, 2004. – 175 с.
- [8] Pshenichnikov A. F., Mekhonoshin V. V., Lebedev A. V. *Magneto-granulometric analysis of concentrated ferrocolloids* // J. Magn. Magn. Mater. – 1996. – Vol. 161. – P. 94–102.
- [9] Ivanov A. O., Kuznetsova O. B. *Magnetic properties of dense ferrofluids: an influence of interparticle correlations* // Phys. Rev. E. – 2001. – Vol. 64, N 4. – P. 041405-01-041405-12.
- [10] Pop L. M., Odenbach S. *Investigation of the microscopic reason for the magnetoviscous effect in ferrofluids studied by small angle neutron scattering* // J. Phys.: Condens. Matter. – 2006. – Vol. 18. – P. S2785–S2802.

- [11] Авдеев М. В., Аксенов В. Л. *Малоугловое рассеяние нейтронов в структурных исследованиях магнитных жидкостей* // УФН. – 2010. – Т. 80, вып. 10. – С. 1009–1034.
- [12] Балеску Р. *Равновесная и неравновесная статистическая механика*. – М. : Мир, 1978. – Т. 1. – 408 с.
- [13] Hansen J.-P., McDonald I. R. *Theory of simple liquids*. – London : Academic Press, 1986. – 556 p.
- [14] Allen M. P., Tildesley D. J. *Computer simulation of liquids*. – Oxford : Clarendon Press, 1987. – 408 p.
- [15] Chaikin P. M., Lubensky T. C. *Principles of condensed matter physics*. – Cambridge : Cambridge University Press, 1995. – 719 p.
- [16] Cerdà J. J., Sintes T., Sorensen C. M., Chakrabarti A. *Structure factor scaling in colloidal phase separation* // Phys. Rev. E. – 2004. – Vol. 70. – P. 051405-01–051405-10.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ (N 04-02-16078а, N 06-02-04019-ННИО, N HO1108/12-1, N 08-02-00647-а) гранта Федерального Агентства по образованию (Проект N 4138. Программа “Развитие научного потенциала высшей школы” Подпр.3. Раздел 3.3), грант CRDF N PG07-005-02, грант ИНТАС N 03-51-6064, грант АВЦП N 2.1.1/1535, Федеральной целевой программы “Научные и научно-педагогические кадры инновационной России” на 2009-2013 годы (г/к N 02.740.11.0202), гранта Президента Российской Федерации для молодых кандидатов наук (МК-6415.2010.2).

Подписано в печать 02.11.2011. Формат 60х84 1/16

Бумага офсетная. Усл. печ. л. 1,4

Тираж 100 экз. Заказ № 1442

Отпечатано в типографии ИПЦ УрФУ
620000, Екатеринбург, ул. Тургенева, 4

102